

半導体を装荷した導波管のマイクロ波伝搬特性

山内清彦^{*}・白神良昭^{*}・梅田博之^{*}・高瀬計由^{*}

Electromagnetic wave properties in a waveguide loaded with a thin slab of semiconductor.

Kiyohiko YAMAUCHI, Yoshiaki SYRAGA, Hiroyuki UMEDA, Kazuyoshi TAKASE

(Received Oct. 15, 1972)

We have demonstrated electromagnetic wave properties in a waveguide loaded with a thin slab of semiconductor. A rectangular waveguide loaded with a full height semiconductor slab are used in devices such as electrically variable phase shifters, isolators and filters. The special case of the slab located in center of the waveguide has been investigated by many workers, but are restricted to small values of σ , special slab positions and thin slab.

This paper discusses perturbation techniques which are useful in determining Hall effect of a bulk semiconductor contained in a waveguide from measurement of the properties of the transmitted wave. The measurements are performed by inserting three kinds of bulk semiconductor slab into a rectangular waveguide.

1 緒 言

矩形導波管内における Xband マイクロ波の非均一媒質電波伝搬及び異方性非均一媒質電波伝搬に関する研究を行なった。本研究は従来用いられている。マイクロ波による誘電体の誘電率測定を半導体領域の諸量（導電率，誘電率，ホール定数等）の電気的特性測定への拡張，またマイクロ波デバイス開発に結びつくものである。

図2に示す如く，矩形導波管内に板状半導体を部分的に装荷すれば管内媒質は非均一となり，さらに外部直流磁界印加のもとでは半導体試料が異方性⁽¹⁾を示めし，所望の媒質を得る。われわれは以上の条件のもとで次の各項目に渡り図1の回路を用いて実験を行なった。

- (i) 矩形導波管での板状半導体装荷位置変化に対する伝搬特性。
- (ii) 半導体装荷位置固定における導電率変化に対する伝搬特性。

- (iii) 外部磁界印加のもとでの(i)，(ii)の伝搬特性。

理論解析として TMmode 関数を基とした摂動法⁽²⁾を用い，上記(i)～(iii)の各項目に渡り数値計算を行なった。位相項については計算値と実験値が比較的良好一致を示めしたが，減衰項に関しては摂動法に無理な点があり理論と実験の比較検討は充分でなかったため本理論の非均一媒質に対する有用性の限界を検討し，実験データに対しては管内電磁界分布測定より定性的には満足な説明を行なった。

2 実験及び測定方法

2.1 測定回路

反射型クライストロン [10V13] より励振されたマイクロ波 [TE₁₀ mode, 9.6GHz] は，主要モードのみ伝搬可能な矩形導波管を経て，試料領域を通過する際に試料の形状，電気的性質等の影響をうけて，透過波，反射波，試料内部でのオーム損，そして伝搬不能

* 電気工学科

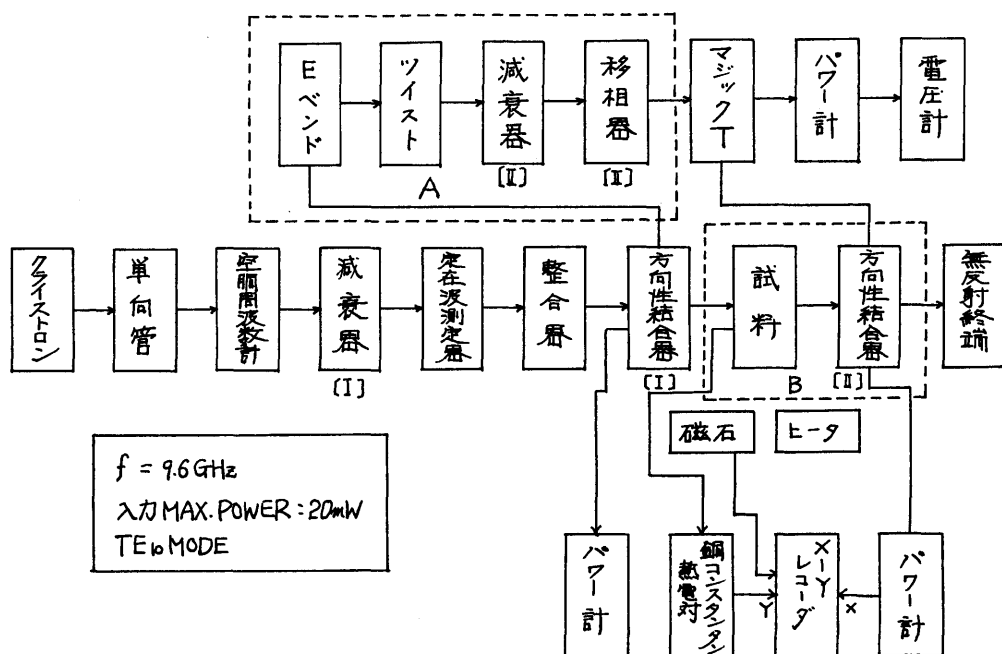


図 [1] 測定回路

な各種高次 mode に分割される。われわれは透過波の伝搬特性を知るべく図 1 に示めすマイクロウェーブブリッジ方を用いて減衰量、位相量を測定した。

測定方法を簡単に説明すると、まず励振された電磁界は方向性結合器〔I〕によって二分され、A 回路側に 1/10 の Power B 回路側に 9/10 の Power が供給される。B 回路側に供給されたマイクロ波は上記の理由で減衰及び位相定数に変動が生じ、A 回路側のマイクロ波とマジック T 内で干渉を起す。この際に A 回路側の減衰器〔II〕、位相器〔II〕を操作して B 回路のマイクロ波を A 回路のマイクロ波の振幅と等しくし、位相を半波長ずらすことによって、試料通過波の伝搬特性を知ることができる。

2・2 試料部

- (1) 板状半導体の支えとして発泡スチロール ($\sigma \approx 0$, $\epsilon_s \approx 1$) を使用することにより電気的、機械的保持を得た。
- (2) 直流磁界印加方向はマイクロ波伝搬方向に垂直とし、[Gap—32mm] において磁束密度 (0~11 KG) 均一度は 98% 以上である。
- (3) 試料部の温度分布測定には熱電対 (銅—コンスタンタン) を使用、熱源として導波管の周囲の保温用の真鍮板 (約 4 mm) の上下にニクロム線を細かく張った。

く張った。

- (4) 試料の表面仕上げには 50 μ のカーボランダムを使用し均一な表面にした。

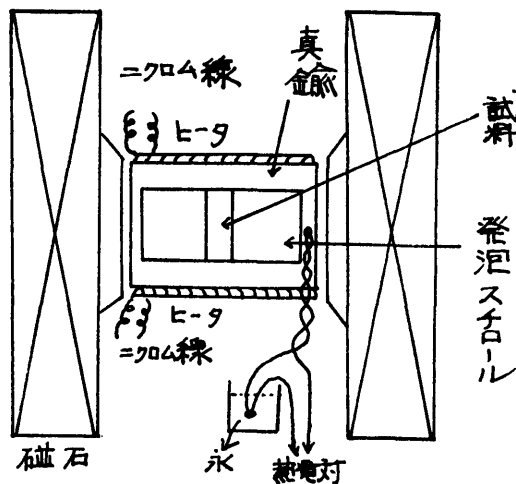


図 [2] 実験装置

試料の分類

実験に使用した半導体試料を次の表の如く分類し、番号をつけて用いる。

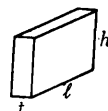


表 1

番号	t (mm)	h (mm)	ℓ (mm)	ϵ_s	σ_{ac} (v/m)	試料の種類
1	1.3	10.1	6.0	16	2.13	真性 Ge
2	1.3	10.0	5.5	16	10.	N型 Ge
3	3.0	10.0	5.5	16	10.	N型 Ge
4	3.0	10.0	9.6	16	10.	N型 Ge
5	3.0	10.1	22.4	16	10.	N型 Ge
6	3.0	10.1	15.3	16	10.	N型 Ge
7	1.9	10.1	22.7	12	4.3	P型 Si
8	0.95	10.0	22.7	12	4.3	P型 Si

3 実験結果

3・1 双峰性、単峰性について

板状半導体装荷における減衰特性については図3・1からわかるように、試料の位置変化に対して減衰量のPeakpointが1個の場合、2個の場合と二種有る。前者を単峰性の減衰特性、後者を双峰性の減衰特性と名付ける⁽⁸⁾。

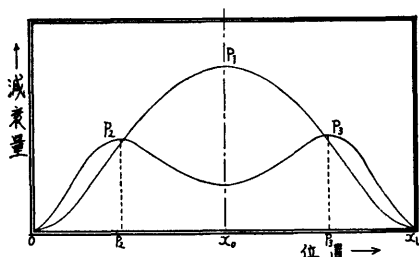
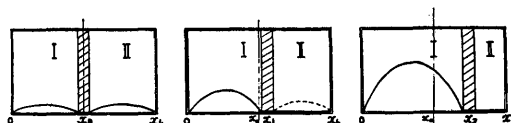


図 [3・1] x_0 : 導波管中央
0, x_L : 導波管壁

単峰性；この種の減衰特性は導波管中央部 ($x=x_0$) において減衰量が最大値を取り、 x_0 を中心として対称をなしている。図3・2～図3・7は、内部電磁界を乱さない程度の深針を用いて試料近傍の電磁界分布を示めたものである。図3・2は cutoff 寸前の電界が [I], [II] の領域に等しく分布しており、試料が $x=x_0$ より少しずれた位置 ($x=x_1$) での電界分布図3・3の場合、領域 [II] での電界は消滅してしまう反面、領域 [I] の電界が増加する。試料を管壁 ($x=x_L$) に近づけてゆくと図3・4の分布となる。すなわち区間 [x_1 , x_L] においては領域 [II] の電界は存在しえず、領域 [I] の増加分だけ電磁界エネルギーは増加していると考えられる。また [0, x_0] においても同じ現

象が生じ、全体として単峰性の減衰特性を描くのである。



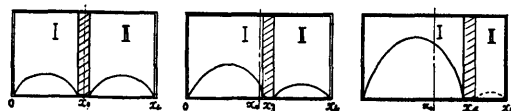
図[3・2]

図[3・3]

図[3・4]

単峰性の管内電界分布

双峰性減衰特性；この減衰の特徴は図3・1に示されている。 P_2 , P_3 の二点において減衰量のPeakpointが存在することにある。まず図3・5は試料が ($x=x_0$) にある時で、単峰性の場合と同様、領域 [I], [II] に等しく電界が分布している。試料が P_3 の近傍まで、すなわち区間 [x_0 , x_1] においては領域 [I] の電界は単調増加、領域 [II] の電界は単調減少する。図3・7は領域 [II] の電界が急激に cut off になる状態で、この位置 ($x_1 \div P_3$) において減衰量の max point が測定される。以後区間 [x_1 , x_L] では領域 [I] の電界は単調増加、領域 [II] では消滅状態で単峰性の場合と同じく管壁近くで減衰量が最小となり、双峰性の減衰特性を描くのである。



図[3・5]

図[3・6]

図[3・7]

双峰性の管内電界分布

3・2 温度による減衰特性

半導体の導電率が温度の関数になっていることを利用して、導電率変化における減衰特性を知ることがで

きる。試料として温度依存性が比較的わかりやすい真性半導体を用いた。図3・8は真性(Ge, Si)⁽⁷⁾について導電率 $\sigma(\text{vm}^{-1})$ の対数と $1/T$ の関係をプロットしたもので、その関係式は一般に $\sigma = (\text{定数}) \times \exp(-wg/2KT)$ で与えられる。

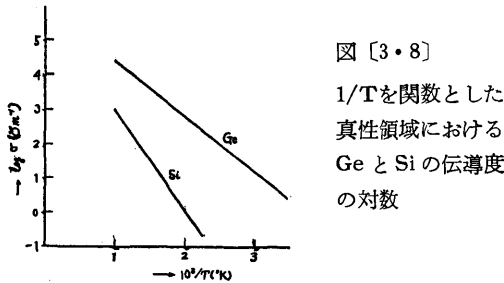


図3・9は、温度をparameterとした減衰特性である。室温(16°C)付近では、特性曲線は双峰性を示めすが(30°C~60°C)と温度が上昇するにつれ単峰性の傾向を帯びてくる。温度が低い場合、すなわち導電率(σ)が小さい時には、減衰量のmax pointが管壁に近づく現象が表われる。この理由は($\sigma \rightarrow$ 小)なる時、電界が試料表面に入り込む厚さ、いわゆる表皮の厚さ、 $\delta = (2/\omega\sigma u)^{1/2}$ が大きくなり、図3・6における区間 $[x_0, x_L]$ が狭くなっても伝搬modeが存在するためと解釈できる。

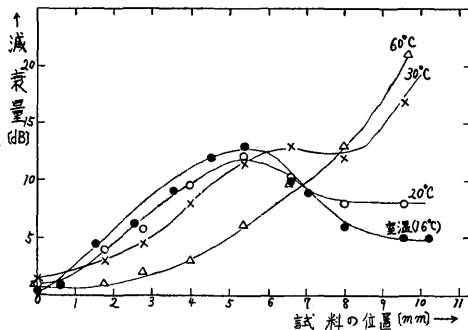


図 [3・9] 温度による減衰量の変化(真性Ge No. 1)

3.3 試料幅(t)による減衰特性

前節では導電率変化に対する減衰特性を調べた。次に幅(t)による減衰の傾向を図3・2~図3・7を用いて定性的に説明する。試料としてP型Siを用いて表1に示すように幅(t)のみ異なる。幅(t)が厚い時には単峰性、幅(t)が薄い場合には双峰性になることが図3・10によってわかる。まず双峰性の場合には図3・5~図3・7に従うものと考えられ、幅tが相対的に増

加すると図3・3と図3・6の区間における領域[II]の電界分布が試料内電界強度低下による分だけ押えつけられ($x=x_0$)近傍でcut off現象を生じて単峰性の減衰曲線を描くものと考えられる。

単峰性、双峰性の境を決めるべく厚さ($t=t_0$)は各試料の導電率、伝搬方向の長さ(l)によって異なるため直接求めるのは困難である。

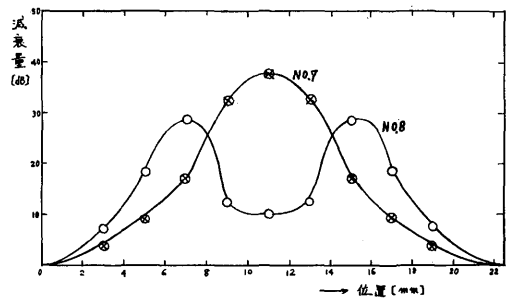


図 [3・10] 厚さによる双峰性、単峰性減衰特性

3.4 直流磁界印加時の減衰特性

図3・11, 図3・12はそれぞれ単峰性、双峰性減衰特性をもつN型Geの試料にx方向より磁界を印加した場合の減衰特性曲線で、各試料とも導電率が等価的に

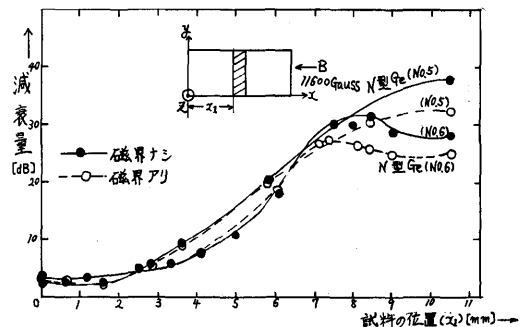


図 [3・11] 磁界印加時の減衰特性

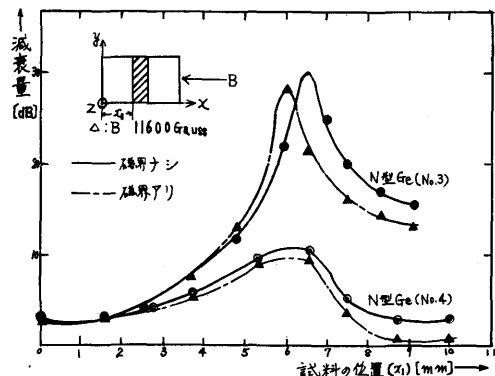


図 [3・12] 磁束による減衰特性

減少している。この現象は Lorentz の力を考慮に入れて求めたテンソル導電率を採用した摂動法による数値計算値と同様の傾向を示めた。

4 理 論

4.1 基本式の導出

電磁界が $\exp\{-j(\omega t - k_z z)\}$ の如く変化すると、Maxwell の方程式は次のように変換される。

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \rightarrow (\mathbf{L} - \mathbf{K}_a \Gamma) \boldsymbol{\phi}_a = 0 \quad \dots\dots(1)$$

均一媒質においては

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} \omega \epsilon \mathbf{I}, & -\nabla t \times \mathbf{I} \\ -\nabla t \times \mathbf{I}, & \omega \mu \mathbf{I} \end{bmatrix} \quad \Gamma = \begin{bmatrix} 0, & j\hat{z} \times \mathbf{I} \\ j\hat{z} \times \mathbf{I}, & 0 \end{bmatrix}$$

$\boldsymbol{\phi}_a$, $\boldsymbol{\phi}_\beta$ はそれぞれ TE mode, TM mode の Wave, Function であり ヘルツポテンシャルより次のように求められる。

$$\boldsymbol{\phi}_{\pm\alpha}^{(0)} = \begin{bmatrix} 0 \\ \pm j\omega\mu_0 a_{10} \frac{\pi}{x_L} \cdot \sin \frac{\pi}{x_L} x \\ 0 \\ K_{a0} a_{10} \frac{\pi}{x_L} \sin \frac{\pi}{x_L} x \\ 0 \\ \pm j a_{10} K_{10}^2 \cdot \cos \frac{\pi}{x_L} x \end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{\phi}_{\pm\beta}^{(0)} = \begin{bmatrix} jK_{\beta 0} a'_{mn} \frac{m\pi}{x_L} \cos \frac{m\pi}{x_L} x \cdot \sin \frac{n\pi}{y_L} y \\ jK_{\beta 0} a'_{mn} \frac{n\pi}{y_L} \sin \frac{m\pi}{x_L} x \cdot \cos \frac{n\pi}{y_L} y \\ \pm a'_{mn} K^2_{mn} \sin \frac{m\pi}{x_L} x \cdot \sin \frac{n\pi}{y_L} y \\ \pm a'_{mn} \omega \epsilon_0 \frac{n\pi}{y_L} \sin \frac{m\pi}{x_L} x \cdot \cos \frac{n\pi}{y_L} y \\ \mp a'_{mn} \omega \epsilon_0 \frac{m\pi}{x_L} \cos \frac{m\pi}{x_L} x \cdot \sin \frac{n\pi}{y_L} y \\ 0 \end{bmatrix}$$

定義として

$$\langle \boldsymbol{\phi}_a | \boldsymbol{\phi}_\beta \rangle = \int (\mathbf{E}_a \cdot \mathbf{E}_\beta + j\mathbf{H}_a \cdot j\mathbf{H}_\beta) dx dy$$

とする。

Wave Function の直交関係は次のようになる。

$$\langle \boldsymbol{\phi}_{\pm\alpha} | \Gamma \boldsymbol{\phi}_{\pm\beta} \rangle = \pm N_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}$$

4.2 非均一媒質における解析

operator \mathbf{L} を自由空間項 \mathbf{L}_0 と摂動項 \mathbf{L} に分ける。

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_0 + \lambda \mathbf{L}^{(1)} \quad \dots\dots(2)$$

$$\boldsymbol{\phi}_a = \boldsymbol{\phi}_a^{(0)} + \sum_{n=1} \lambda^n \boldsymbol{\phi}_a^{(n)} \quad \dots\dots(3)$$

$$\mathbf{K}_a = \mathbf{K}_{a0} + \sum_{n=1} \lambda^n \mathbf{K}_{an} \quad \dots\dots(4)$$

$$\mathbf{L}^{(1)} = \begin{bmatrix} \omega(\epsilon_0 \mathbf{x}_e + \frac{j}{\omega} \sigma_0) & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \dots\dots(5)$$

(2), (3), (4) を λ の冪について整理すると、

$$\begin{aligned} (\mathbf{L}_0 - \mathbf{K}_{a0} \Gamma) \boldsymbol{\phi}_a^{(0)} &= 0 \\ (\mathbf{L}_0 - \mathbf{K}_{a0} \Gamma) \boldsymbol{\phi}_a^{(1)} &= -(\mathbf{L}^{(1)} - \mathbf{K}_{a1} \Gamma) \boldsymbol{\phi}_a^{(0)} \\ (\mathbf{L}_0 - \mathbf{K}_{a0} \Gamma) \boldsymbol{\phi}_a^{(2)} &= -(\mathbf{L}^{(1)} - \mathbf{K}_{a1} \Gamma) \boldsymbol{\phi}_a^{(1)} \\ &\quad + \mathbf{K}_{a2} \Gamma \boldsymbol{\phi}_a^{(0)} \end{aligned}$$

ここで $\boldsymbol{\phi}_{\pm\beta}^{(0)}$ の規格化直交性により $\boldsymbol{\phi}_a^{(1)}$ を展開する。

$$\text{ただし } \boldsymbol{\phi}_a^{(1)} = \sum_{\beta} (a_{\beta 1} \boldsymbol{\phi}_\beta - a_{-\beta 1} \boldsymbol{\phi}_{-\beta})$$

以上のことより

$$\mathbf{K}_{a1} = \mathbf{L}^{(1)}_{-\alpha, \alpha} \quad a_{\pm\beta 1} = \frac{\mathbf{L}^{(1)}_{\mp\beta, \alpha}}{\mathbf{K}_{\alpha 0} \mp \mathbf{K}_{\beta 0}}$$

$$\text{ただし } \mathbf{L}_i^{(1)} \cdot j = \langle \boldsymbol{\phi}_i^{(0)} | \mathbf{L}^{(1)} \boldsymbol{\phi}_j^{(0)} \rangle$$

一次近似の範囲で非均一媒質中の波動関数と波数を求めると、

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{a1} &= \frac{\omega \mu_0}{\mathbf{K}_{a0} x_L} \left(\epsilon_0 \mathbf{x}_e + \frac{j}{\omega} \sigma_0 \right) \left\{ \frac{1}{2} - \frac{x_L}{2\pi} \sin \frac{\pi}{x_L} t \cdot \cos \frac{\pi}{x_L} (2x_1 + t) \right\} \quad \dots\dots(6) \end{aligned}$$

$$\boldsymbol{\phi}_a = \boldsymbol{\phi}_a^{(0)} \exp\{-j(\omega t - (\mathbf{K}_{a0} + \mathbf{K}_{a1})Z)\} \quad \dots\dots(7)$$

減衰定数, 位相定数をそれぞれ α , β とすれば

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{\omega \mu_0}{\mathbf{K}_{a0} x_L} \cdot \left\{ \frac{t}{2} - \frac{x_L}{2\pi} \sin \frac{\pi}{x_L} t \cdot \cos \frac{\pi}{x_L} (2x_1 + t) \right\} \sigma_0 \quad \dots\dots(8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta &= \mathbf{K}_{a0} + \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 x_e}{\mathbf{K}_{a0} x_L} \left\{ \frac{t}{2} - \frac{x_L}{2\pi} \sin \frac{\pi}{x_L} t \cdot \cos \frac{\pi}{x_L} (2x_1 + t) \right\} \quad \dots\dots(9) \end{aligned}$$

4.3 異方性非均一媒質での解析

磁界が x 方向に印加されると半導体の導電率は異方性となりテンソル形式になる。

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & -\sigma_{28} \\ 0 & \sigma_{82} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

Drude-Zener Model より

$$\begin{aligned} \sigma_{22} = \sigma_{33} &= \sigma_{dc} \frac{1 - j\omega\tau}{(1 - j\omega\tau)^2 + (\mu_H B)^2} \\ \sigma_{28} = -\sigma_{82} &= \sigma_{dc} \frac{\mu_H B}{(1 - j\omega\tau)^2 + (\mu_H B)^2} \end{aligned}$$

本実験では $\omega\tau \ll 1$ $\therefore 1 - j\omega\tau \approx 1$

σ_{22} , σ_{28} を $(\mu_H B) = 0$ のまわりに Taylor 展開する

と、

$$\sigma_{23} = \sigma_0 [\mu_{HB} - (\mu_{HB})^3 \dots]$$

$$\sigma_{22} = \sigma_0 [1 - (\mu_{HB})^2 + \dots]$$

$\mu_{HB} \ll 1$ の範囲では、新しく振動 Parameter として $\nu C = \mu_{HB}$ と取れる。

ここで、

$$\omega(\bar{\epsilon}_0 x_e + \frac{j}{\omega} \bar{\sigma}) = \omega(\bar{\epsilon}_0 x_e + \frac{j}{\omega} \sigma_0 \mathbb{I}) + j(\bar{\sigma} - \sigma_0 \mathbb{I}) \quad \dots\dots\dots(10)$$

(10)式右辺第一項は非均一媒質の部分で零次とし、第二項は磁界印加によって生じた振動項と置く。

$$\text{また、} \bar{\sigma} - \sigma_0 \mathbb{I} = \sum_{n=1} (\sigma_{22}^{(2n)} \nu_c^{2n} \mathbb{I}_s + \sigma_{28}^{(2n-1)} \nu_c^{2n-1} \mathbb{I}_a)$$

と ν_c のべきに展開できるから。

新しく、われわれは [4・2] で求めた諸量を零次⁽⁴⁾と置けば、

$$L = L'_0 + \sum_{n=1} \nu_c^n L'^{(n)} \quad (L'_0 = L_0 + L^{(1)})$$

$$K_a = K'_{a0} + \sum_{n=1} \nu_c^n K_{an} \quad (K'_{a0} = K_{a0} + K_{a1})$$

$$\phi_a = \phi_a^{(0)} + \sum_{n=1} \nu_c^n \phi'_a{}^{(n)}$$

4・2の場合と同様に ν_c のべきについて整理して解けば

$$K_a = K_{a0} + K_{a1} + K'_{a1} + K'_{a2}$$

$$K'_{a1} = L'^{(1)}_{-a, a} = 0$$

となり、磁界による変動分 K'_{a2} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} K'_{a2} = j\sigma_{22}^{(2)} \frac{\omega\mu_0}{K_{a0}xL} \left\{ \frac{t}{2} - \frac{xL}{2\pi} \sin \frac{\pi}{xL} t \right. \\ \cdot \cos \frac{\pi}{xL} (2x_1 + t) \Big\} \\ + \sum_{n=1,3} (\sigma_{28}^{(1)})^2 \frac{8\mu_0 K_{\beta}^2}{K_{a0} K_{\beta} \pi^2 \epsilon_0 xL^2} \frac{1}{n^2} \\ \cdot \left(\frac{1}{K'_{a0} - K'_{\beta 0}} - \frac{1}{K'_{a0} + K'_{\beta 0}} \right) \\ \times \left\{ \frac{t}{2} - \frac{xL}{2\pi} \sin \frac{\pi}{xL} t \cdot \cos \frac{\pi}{xL} (2x_1 + t) \right\}^2 \\ \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

4・4 理論値と実験値の比較検討

(8), (9)式より非均一媒質における減衰、位相定数が各々導電率 (σ_0)、電気感受率 x_e に直に負っているという基本的なことが理解できる。図4・1については理論値と実験値の比較から(a), (b)の事柄がわかり、本理論の有用性の限界を判断し得る。

(a) 試料 (No. 3), (No. 7) 共に管壁近傍において理論値と実験値は比較的良好一致をみるが、中央付近では差が生じてくる。

(b) 試料 (No. 7) の方が試料 (No. 3) より全域に渡り実験値と理論値が良く一致する。

(a), (b)とも、基本的に振動項が小さい方が良いという本理論の解法上、妥当な結果である。なぜならば(a)に関しては、使用した基本 mode (TE₁₀) の電界分布が中央部になるほど強く、それだけその部分における試料挿入による乱れ(振動)が大きくなる故である。また(b)については試料 (No. 7) と試料 (No. 3) の違いからくる、前者は表1からわかるように、導電率(σ)、比誘電率 (ϵ_s)、試料幅 (t) の各量が後者よりすべて大きい。したがってそれらの諸量を含む振動項も大きくなり上記の理由で(b)を得る。

図4・2は異方性非均一媒質の理論値と実験値の変動分を示めしてある。非均一媒質の場合を零次として扱ったので解釈上問題があるが、磁界による変動の傾向を知ることができ、非均一媒質の解法が正確にできた場合には、本理論が異方性媒質に対して有力なものとなると類推できる。

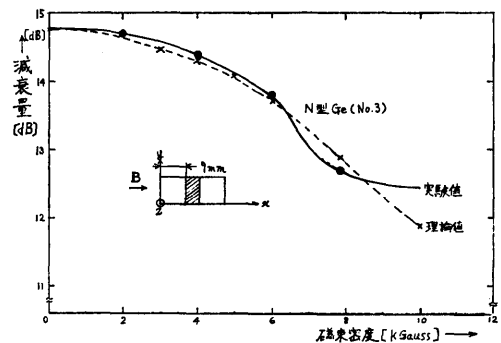


図 [4・1] 磁束による減衰特性

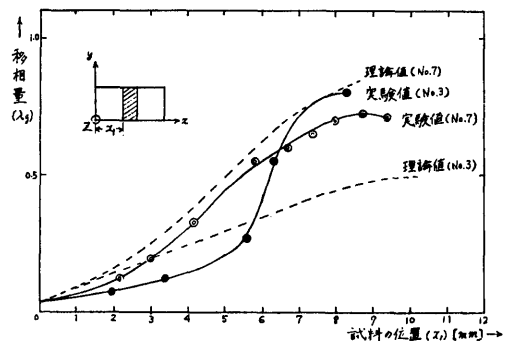


図 [4・2] 位 相 特 性

5 あとがき

半導体装荷の導波管内には、無限の高次 mode が散乱し、その解法は特別な条件の場合においても困難につきる⁽⁶⁾。そこでわれわれは試料近傍の電界分布を計

測することによって試料の空間的位置，あるいはその性質による減衰特性の傾向を割りだし定性的に説明を行なった。今後のこの点に関する課題としては，計測した電界分布と主要 mode の関連，あるいは各 mode 間の結合を追求していかなければならない。

次に振動法による解析についてみると，まずこの解析方法の減衰特性への応用は使用困難と思われる。なぜなら試料のない場合の伝搬定数は純虚数であり，試料挿入による伝搬定数の実部出現はおだやかな問題ではない。事実，理論値と実験値にかなりの差が生じた。位相項については，試料の厚さ(t)，導電率(σ)が適当な範囲内にある時，導波管中央部以外の領域においては，本理論がかなり有効であることを確認した。さらに異方性媒質に関しては，磁異変動による伝搬定数の変化は数%の orderであるため非均一媒質での問題点が解決されれば，良好な結果が得られると思う。今後の方針としては，主に導電率の小さい半導体につ

いて研究を進める予定である。

終りに，実験器具製作に御協力をいただいた電気工学科，竹内技官，実験，理論面に助力を得た卒論学生辻久雄，井上真一，遠藤孝文，大城亀則，白崎俊雄の諸氏に深謝致します。

参 考 文 献

- (1) M. H. ENGINEER, B. R. NAG "Propagation of Electromagnetic Waves in Rectangular. Guides Filled with a Semiconductor in the Presence of a Transverse Magnetic Field"
- (2) G. J. GABRIEL "The Solution of Guide Waves in Inhomogeneous Anisotropic Media by Perturbation and Variational Methode" 1965 IEEE
- (3) 山内，白神，梅田，高瀬，辻，北陸支部連大 (S46)
- (4) 山内，白神，梅田，高瀬，井上，北陸支部連大 (S47)
- (5) R. E. Collin "Field Theouy of Guide Waves"
- (6) 黒川兼行 "マイクロ波回路入門"
- (7) A. J. DEKEER "電気物性論入門"